



HAL
open science

La dispersion de la biréfringence électrique du sulfure de carbone dans l'ultraviolet

G. Bruhat, G. Raoltt

► **To cite this version:**

G. Bruhat, G. Raoltt. La dispersion de la biréfringence électrique du sulfure de carbone dans l'ultraviolet. *Journal de Physique et le Radium*, 1945, 6 (1), pp.6-12. 10.1051/jphys-rad:01945006010600 . jpa-00233900

HAL Id: jpa-00233900

<https://hal.science/jpa-00233900>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

LA DISPERSION DE LA BIRÉFRINGENCE ÉLECTRIQUE DU SULFURE DE CARBONE DANS L'ULTRAVIOLET

Par MM. G. BRUHAT et G. RAOULT.

Laboratoire de Physique de l'École Normale supérieure.

Sommaire. — On a mesuré, à l'aide du quart d'onde composé en quartz Bruhat-Weill et du polarimètre photoélectrique Bruhat-Guinier, la biréfringence électrique du sulfure de carbone pour les deux radiations 2754 et 2699 Å, situées dans la région de transparence relative qui se trouve au delà de la bande d'absorption du début de l'ultraviolet. La biréfringence pour ces deux radiations ultraviolettes est de sens opposé à la biréfringence dans le spectre visible, et est en valeur absolue, 8 à 10 fois plus grande que pour la radiation 4054 Å de l'extrémité du spectre visible.

Introduction. — De nombreuses études ont déjà été faites sur la dispersion du phénomène de Kerr, mais toutes se sont limitées aux régions de transparence. Nous ne savons pas ce que devient cette dispersion lorsqu'on pénètre dans les régions d'absorption, et en particulier nous ne savons pas si la biréfringence est de même signe des deux côtés d'une bande d'absorption. Nous ne connaissons à ce sujet qu'une mesure faite par Guillien [1] sur l'oxygène liquide; cet auteur a trouvé que la dispersion de la biréfringence électrique ne présentait pas d'anomalies systématiques supérieures à 1 pour 100 au voisinage ou à l'intérieur des bandes d'absorption situées dans le spectre visible.

C'est pourquoi nous nous sommes proposé d'étudier la biréfringence électrique du sulfure de carbone dans l'ultraviolet. On sait que ce corps présente au début de l'ultraviolet, aux environs de la longueur d'onde $\lambda = 3\ 200\ \text{Å}$, une bande d'absorption qui se traduit par l'existence, dans la dispersion de réfraction, d'une anomalie mesurée autrefois par l'un de nous [2]. Il présente, dans l'ultraviolet plus lointain, une absorption très forte; mais entre les deux régions d'absorption, existe une région de transparence relative dans laquelle se trouvent les deux raies $\lambda = 2\ 754\ \text{Å}$ et $\lambda = 2\ 699\ \text{Å}$ de l'arc au mercure.

La cellule de Kerr. — Même dans cette région de transparence relative, le sulfure de carbone est encore assez absorbant : une épaisseur de 1 mm suffit à réduire au dixième de sa valeur le flux incident. Nous avons donc dû nous limiter à une épaisseur de cet ordre.

La cellule employée, qui a été construite par M. Corolleur, est constituée comme l'indique la figure 1. La cuve est formée par une plaque de verre évidée de 1 mm d'épaisseur, présentant une

coupure C pour permettre le remplissage. Les faces sont formées par deux lames en verre corex A clair. Les électrodes sont deux rectangles d'aluminium E_1E_2 de 0,8 mm d'épaisseur; elles sont collées chacune sur une des lames de corex, et la tension y est amenée par des trous A et B percés dans la lame.

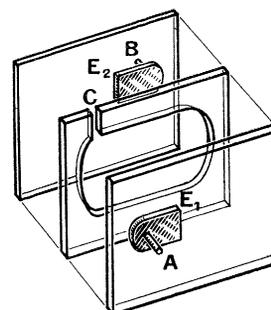


Fig. 1.

Le collage des faces sur la cuve et des électrodes sur les faces est fait à la gomme arabique, qui est complètement insoluble dans le sulfure de carbone; grâce au dispositif adopté, la gomme arabique ne se trouve nulle part sous tension, et l'isolement est entièrement assuré par le verre et le sulfure de carbone. La distance des électrodes étant de 9 mm, nous avons pu constater que l'isolement reste parfait, même pour des différences de potentiel de 20 000 V.

La différence de potentiel continue appliquée à la cellule est obtenue par la méthode classique en redressant par un kénotron le potentiel alternatif à 50 périodes donné par un transformateur alimenté par le secteur. Il est stabilisé par deux condensateurs de 0,026 μF et mesuré par un voltmètre électrostatique Abraham-Villard.

Nous avons le plus souvent fait nos mesures

avec une différence de potentiel de 14 000 V, qui produit entre les électrodes un champ moyen de 15 600 V : cm.

Si l'on admet que l'épaisseur de la couche de sulfure de carbone est égale à l'épaisseur des électrodes $l = 0,8$ mm, et que la constante de Kerr du sulfure de carbone pour la radiation $\lambda = 4\ 054$ Å est $B = 6,0\ 10^{-7}$ u. é. s. C. G. S. [1], on trouve que l'ellipticité à prévoir pour cette radiation, $\varphi = \pi B l E^2$, est de 1'3. Mais la distance des électrodes étant grande par rapport à leur épaisseur, le champ ne peut pas être considéré comme uniforme dans tout le volume de sulfure de carbone que traverse le faisceau, et un tel calcul ne peut donner qu'un ordre de grandeur. Nous n'avons donc pas cherché à déterminer directement la constante de Kerr pour les radiations ultraviolettes : nous nous sommes contentés de mesurer le rapport des ellipticités obtenues, pour une même valeur du potentiel, pour les radiations ultraviolettes et pour la raie 4054 Å de l'arc au mercure. Il est facile de voir que, même pour un champ non uniforme, ce rapport reste égal au rapport des constantes de Kerr. La sensibilité de l'électromètre employé est d'ailleurs suffisante pour que le potentiel soit bien ramené à la même valeur avec une erreur négligeable par rapport à celle qui correspond à la précision des mesures optiques.

Le sulfure de carbone employé est du sulfure de carbone de la maison Prolabo. Nous avons mesuré approximativement son absorption pour les deux raies 2699 et 2754 Å; les valeurs trouvées pour l'indice d'extinction, $0,38 \cdot 10^{-4}$ et $0,41 \cdot 10^{-4}$, sont suffisamment voisines des valeurs $0,43 \cdot 10^{-4}$ et $0,40 \cdot 10^{-4}$ déterminées par Bruhat et Pauthenier [4] pour qu'on puisse le considérer comme pur.

Le spectropolarimètre. — La source lumineuse est un arc au mercure Gallois à grand éclat dont les radiations sont séparées par un monochromateur Jobin et Yvon à grande luminosité [5] (monochromateur à déviation constante, à prisme de quartz et à miroirs concaves aluminisés). Une lentille achromatique quartz-fluorine de 10,4 cm de distance focale forme l'image du dernier miroir sur le polariseur (prisme de Glazebrook) et celle de la fente de sortie sur le diaphragme de l'analyseur. Entre le polariseur et l'analyseur sont placés la cellule de Kerr et le quart d'onde composé en quartz de Bruhat et Weil [6]. Les deux Glazebrooks polariseur et analyseur ainsi que le quart d'onde sont portés par des cercles divisés.

La cellule de Kerr est disposée de façon que le champ électrique fasse un angle de 45° avec la vibration fournie par le polariseur, et le quart d'onde est orienté à l'un de ses azimuts d'égalité. Dans ces conditions, l'établissement du champ fait tourner la vibration qui sort du quart d'onde d'un angle égal à l'ellipticité φ produite; la valeur

de φ est la différence des azimuts de l'analyseur dans les pointés des vibrations qu'il reçoit avec et sans champ.

L'analyseur est l'analyseur photoélectrique de Bruhat et Guinier [7]; devant le prisme de Glazebrook analyseur se trouve un système de deux plages contiguës de quartz droit et gauche, qui font tourner les vibrations qui les traversent d'angles égaux en valeur absolue et de sens contraires. Lorsque la vibration qui tombe sur le système de plages est la vibration rectiligne éteinte par le Glazebrook, la substitution d'une des plages à l'autre ne provoque aucune variation du courant dans la cellule photoélectrique (cellule Pressler au sodium) qui reçoit le flux lumineux transmis par le Glazebrook; si au contraire la direction de la vibration pointée par le Glazebrook fait un petit angle α avec la vibration incidente — ou avec la direction de son grand axe si c'est une vibration elliptique —, la substitution d'une des plages à l'autre provoque une variation du courant photoélectrique proportionnelle à l'angle α .

Ce courant photoélectrique est amplifié par un amplificateur à courant continu composé d'une lampe électromètre Philipps et d'une triode B 405 dont le courant de sortie traverse le primaire d'un transformateur; le secondaire du transformateur est fermé sur un galvanomètre. La variation du courant photoélectrique produit, dans le fer du transformateur, une variation de flux qui lui est proportionnelle, et l'on observe une déviation balistique du galvanomètre qui est proportionnelle à l'angle α .

La traversée du sulfure de carbone réduisant beaucoup le flux lumineux disponible, nous avons été amenés à modifier l'amplificateur primitif de Bruhat et Guinier pour augmenter sa sensibilité. Nous avons remplacé la triode B 405 par une penthode EL3, ce qui multiplie la pente par 6, et nous avons remplacé le transformateur primitif par un transformateur spécialement calculé, comportant davantage de spires (24 000 au primaire et 14 300 au secondaire). Pour y augmenter la variation de flux magnétique, nous avons fait travailler le fer dans la région des champs faibles, où la perméabilité est maximum, en compensant le champ magnétisant produit par le courant de plaque de la penthode, par l'adjonction sur le transformateur d'un troisième enroulement parcouru, par un courant continu convenable. Nous sommes arrivés ainsi [8] à multiplier la sensibilité par 5 sans introduire une trop grande instabilité.

Finalement une déviation balistique de 1 mm correspond à une variation du potentiel de grille de la lampe électromètre de $1,3 \cdot 10^{-5}$ V. Lorsque les conditions sont favorables (calme du laboratoire, excellent dessèchement de la boîte de l'amplificateur, parfait état des batteries d'accumulateurs), on peut porter la résistance d'entrée de la lampe

électromètre (résistance S. S. White) à $1,75 \cdot 10^{11} \omega$ sans être trop gêné par les fluctuations de courant; la déviation de 1 mm correspond alors à une variation du courant photoélectrique de $7,5 \cdot 10^{-17}$ A.

Première série de mesures. — Dans la première série de mesures, il était nécessaire, pour avoir un flux suffisant, de donner au faisceau toute l'étendue compatible avec les diaphragmations imposées par le montage polarimétrique; les deux fentes (entrée et sortie) du monochromateur ont été réglées de façon que leur image couvre le diaphragme de 8 mm de diamètre placé devant l'analyseur. Dans ces conditions, les deux raies 2699 et 2754 Å ne sont pas séparées par le monochromateur et les mesures correspondent à l'ensemble de ces radiations.

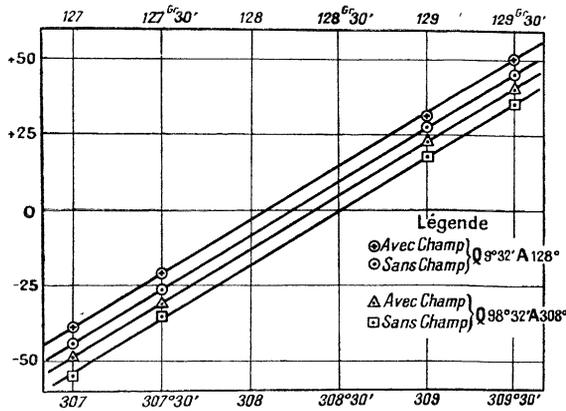


Fig. 2. — Les nombres inscrits au-dessus du cliché sont en degrés, et non en grades.

La cellule de Kerr n'étant pas sous tension, et le quart d'onde étant escamoté, nous déterminons d'abord le zéro de l'analyseur. Puis, remettant le quart d'onde, nous déterminons ses azimuts d'égalité; ils correspondent, sur le cercle qui le porte, aux lectures $98^{\circ}32'$ et $90^{\circ}32'$ (1).

Le quart d'onde étant placé dans une de ces positions et l'analyseur étant placé au voisinage de l'extinction, nous mesurons la déviation balistique correspondant à la substitution d'une des plages à l'autre; puis, établissant le champ, nous mesurons sans déplacer l'analyseur la nouvelle déviation balistique. Nous recommençons pour une série d'azimuts encadrant le zéro de l'analyseur, et nous reportons sur un graphique (fig. 2) les déviations

(1) Ces deux azimuts ne sont pas exactement à 90° l'un de l'autre; cela tient au fait que le quart d'onde n'était pas parfaitement normal au faisceau. L'erreur qui en résulte sur les mesures des petites biréfringences est négligeable, comme le montre d'ailleurs la comparaison des résultats avec ceux de la seconde série, pour laquelle les réglages optiques avaient été refaits immédiatement avant les mesures.

mesurées; les points correspondant aux mesures avec et sans champ s'alignent sur deux droites, dont les intersections avec l'axe des abscisses donnent les azimuts α et β pour lesquels l'analyseur pointe les vibrations sortant du quart d'onde lorsque la cellule de Kerr n'est pas soumise au champ et lorsqu'elle est soumise au champ.

Comme, d'une mesure de déviation à la suivante, seul le champ varie, la méthode élimine les erreurs de position du quart d'onde, ainsi que les erreurs de lecture du cercle divisé. Pour éliminer encore mieux les erreurs de lecture, nous recommençons les mesures en donnant à l'analyseur des azimuts différant de 180° des précédents; nous éliminons les erreurs dues aux réflexions multiples dans le quart d'onde et à son pouvoir rotatoire en répétant les mesures pour le second des azimuts d'égalité; enfin nous reprenons une nouvelle série, en plaçant le polariseur dans un azimut situé à 90° de l'azimut précédemment employé. Nous obtenons ainsi huit déterminations de $\beta - \alpha$; la biréfringence φ est la moyenne des valeurs absolues de ces huit déterminations.

Voici, à titre d'exemple, le tableau des déviations balistiques correspondant à deux mesures pour la position P_1 du polariseur.

TABLEAU I.

Quart d'onde à $98^{\circ}32'$.			Quart d'onde à $90^{\circ}32'$.		
Analyseur.	Sans champ.	Avec champ.	Analyseur.	Sans champ.	Avec champ.
307°	-49	-55	127°	-44	-39
307 30'	-30	-35	127 30'	-26	-21
309	+22	+17,5	129	+27	+31
309 30'	+41	+35	129 30'	+45	+50
α ou β	$308^{\circ}21',5$	$308^{\circ}30',5$	α ou β	$128^{\circ}14'$	$128^{\circ}6'$
$\beta - \alpha$	+9'		$\beta - \alpha$	-8'	

Chacune des déviations balistiques est la moyenne de dix lectures; on peut estimer qu'elle est exacte à 1 mm près. D'après la façon dont les points s'alignent sur les droites (fig. 2), on peut penser que l'erreur sur la détermination de α ou de β ne dépasse pas l'angle qui correspond à une déviation balistique de 1 mm, soit 2 min. Comme le tracé simultané des deux droites avec et sans champ élimine certaines erreurs telles que les erreurs de lecture des cercles, l'erreur sur chaque détermination de $\beta - \alpha$ ne doit pas non plus dépasser 2 min.

Voici maintenant le tableau des huit valeurs de $\beta - \alpha$ obtenues dans cette série de mesures pour l'ensemble des radiations 2690-2754.

TABLEAU II.

Azimut du polariseur..... Azimut du quart d'onde....	310°. 98° 32'.		40°. 9° 32'.		310°. 9° 32'.		40°. 98° 32'.	
	α (sans champ).....	128° 16',5	308° 21',5	38° 15',5	218° 16'	128° 14'	308° 15'	38° 17'
β (avec »).....	128 28,5	308 30,5	38 29	218 21,5	128,6	308,6	38 8,5	218,2
$\beta - \alpha$	+12'	+9'	+13',5	+8',5	-8'	-9'	-8',5	-9'
Moyennes.....	+10',75				-8',6			
$ \varphi $	9',7							

On voit que l'erreur sur cette moyenne ne dépasse vraisemblablement pas 1 min.

Nous avons ensuite pour le même champ déterminé de la même façon la biréfringence électrique pour la radiation $\lambda = 4\ 054\ \text{Å}$. Le sulfure de carbone étant peu absorbant pour cette radiation, les mesures sont beaucoup plus faciles. Quoique nous ayons réduit de quelques volts la tension appliquée à la

cellule photoélectrique, ce qui augmente la stabilité du spot et facilite les mesures, la déviation balistique est maintenant de 4,5 mm : min, ce qui permet d'évaluer les azimuts α et β à 0',1 près. Bien que les lectures des cercles divisés ne se fassent qu'à 1/4 de minute près, la méthode employée doit permettre d'obtenir effectivement la précision de 1/10^e de minute sur les valeurs de $\beta - \alpha$. Voici le tableau des valeurs obtenues.

TABLEAU III.

Azimut du polariseur..... Azimut du quart d'onde....	310°. 98° 27',5.		40°. 10°.		310°. 10°.		40°. 98° 27',5.	
	α (sans champ).....	128° 18',5	308° 17',4	38° 20',5	218° 20',4	128° 20',6	308° 20',6	38° 20',6
β (avec »).....	128 17,3	308 16,2	38 19,3	218 19,3	128 21,4	308 21,6	38 21,4	218,21
$\beta - \alpha$	-1',2	-1',2	-1',2	-1',1	+0',8	+1',0	+0',8	+1'
Moyennes.....	-1',2				+0',9			
$ \varphi $	1',05/0,80 = 1',3							

Le quart d'onde de quartz est assez loin d'être exact pour la radiation 4054 Å, la différence de phase entre ses vibrations privilégiées étant alors $\theta = 53° 5'$. Cette inexactitude n'a pas d'importance pour la mesure d'une faible ellipticité; il suffit de calculer cette ellipticité par la formule $\varphi = \frac{(\beta - \alpha)}{\sin \theta}$, avec ici $\sin \theta = 0,80$ (2). On voit que la biréfringence électrique est environ huit fois plus forte pour les radiations 2699-2754 que pour la radiation 4054 Å. La biréfringence étant positive pour cette dernière radiation, elle est négative pour les radiations ultraviolettes.

Nous avons tenu à vérifier directement le signe

de cette biréfringence négative. A cet effet, nous avons mis à la place de la cellule de Kerr un parallélépipède de flint dont la biréfringence par compression avait été étudiée autrefois par l'un de nous [9]. Avec le polariseur à l'azimut 310°, et le quart d'onde à 99°, une compression de 0,25 kg : mm² donne, pour $\lambda = 4\ 054\ \text{Å}$ et pour une épaisseur de 4 mm, une biréfringence $\beta - \alpha$ de -16° 54'. Mais cette mesure correspond à une direction de compression verticale, alors que le champ électrique de notre cellule de Kerr est horizontal; la biréfringence électrique du sulfure de carbone pour les radiations 2699-2754 est donc de même signe que celle du verre comprimé; elle est négative.

(2) Cette correction n'a pas été faite dans la Note publiée le 20 avril 1942 aux *Comptes rendus* et les chiffres donnés dans cette Note pour la constante de Kerr doivent être remplacés par ceux que nous donnons ici.

Seconde série de mesures. — La cellule qui avait servi aux mesures précédentes était collée depuis plus d'un an. Pour être sûrs que les tensions

internes dues au séchage de la gomme arabique n'avaient pas influencé les mesures, nous l'avons décollée, puis recollée, et nous avons vérifié que, jusqu'à une valeur de 20 000 V du potentiel appliqué, la biréfringence était proportionnelle, aux erreurs de mesure près, au carré de ce potentiel. Les mesures définitives ont été faites, comme précédemment, avec une différence de potentiel de 14 000 V. Comme elles ont été faites dans de parfaites conditions de stabilité de l'amplificateur, il nous a été possible d'augmenter le courant photoélectrique en augmentant le potentiel appliqué à la cellule. Nous avons pu alors rétrécir les fentes du monochromateur de façon à séparer les deux raies 2699 et 2754 Å, ce qui était obtenu en réduisant à 4 mm la largeur de l'image de ces fentes qui se forme sur le diaphragme de l'analyseur.

Nous avons conduit les calculs de façon à éviter l'interpolation graphique qui donne les azimuts α et β ; seule importe la différence $\beta - \alpha$, qui est la distance horizontale des deux droites de la figure 2

correspondant à une mesure, et il y a intérêt à la déduire le plus simplement possible de la distance verticale de ces droites; c'est en effet cette distance qui est donnée directement par la mesure, puisqué, pour chacun des azimuts utilisés de l'analyseur, nous mesurons, sans rien déplacer, la déviation balistique d' avec champ et la déviation balistique d sans champ. Nous faisons donc la moyenne de toutes les différences $d' - d$, et nous obtenons $\beta - \alpha$ en la divisant par la pente de la droite; cette pente $\frac{(d_1 - d_2)}{(\alpha_1 - \alpha_2)}$ se déduit de la mesure des déviations balistiques d_1 et d_2 pour les deux azimuts extrêmes α_1 et α_2 utilisés. Les erreurs de graduation et de lecture du cercle divisé de l'analyseur n'interviennent que dans cette évaluation de la pente, et comme elles portent sur une différence d'azimut de plusieurs degrés, leur effet est certainement négligeable.

Voici un exemple pris au hasard de deux mesures faites pour la raie 2699 Å.

TABLEAU IV.

Azimut de l'analyseur.	Azimut du quart d'onde.			
	98° 32'.		8° 31'.	
	$d' - d.$	$d.$	$d' - d.$	$d.$
126° 30.....	-3,6	-50,4	+3,7	-49,5
127.....	-3,8		+4,3	
127,30.....	-4,5		+4,2	
128.....	-4,2		+4,1	
129.....	-4,5		+3,8	
129,30.....	-4		+3,5	
130.....	-4,5		+3,6	
130,30.....	-4,5	+36,5	+4	+35,5
Moyennes.....	-4,2		+3,9	
$d_1 - d_2$		86,9		85
$\beta - \alpha = \frac{-(d' - d)(\alpha_1 - \alpha_2)}{d_1 - d_2}$	$\frac{4,2 \times 240}{86,9} = +11,6$		$-\frac{3,9 \times 240}{85} = -11,0$	

TABLEAU V.

Azimut du quart d'onde.. Azimut moyen de l'analyseur ..	Raie 2699.				Raie 2754.			
	98° 32'.		8° 31'.		98° 32'.		8° 31'.	
	128° 30'.	308° 30'.	128° 30'.	308° 30'.	128° 30'.	308° 30'.	128° 30'.	308° 30'.
$d' - d$ (en mm).....	-4,2	-4,25	+3,9	+3,8	-4,25	-4,0	+4,0	+4,0
$\beta - \alpha$ (en minutes)....	+11,6	+11,5	-11,0	-10,5	+9,7	+9,2	-9,4	-8,8
$ \varphi $	11', 15				9', 3			

Chacune des valeurs de $d' - d$ est la moyenne de 20 lectures, et la valeur définitive est la moyenne des valeurs obtenues pour huit azimuts différents; l'erreur sur cette valeur définitive ne doit pas être supérieure à $1/4$ de millimètre, ce qui correspond à une erreur inférieure à 30 sec sur φ . La précision étant supérieure à celle de la première série, nous n'avons fait les mesures que pour une seule position du polariseur, celle qui correspond à 310° . Le tableau V donne les résultats obtenus.

On voit que l'erreur sur les moyennes définitives est vraisemblablement inférieure à 30 sec.

Pour la raie 4054 la sensibilité étant plus grande, les valeurs de $d' - d$ sont de l'ordre de 15 mm; leur dispersion est deux à trois fois plus grande que celle des nombres du Tableau IV, de sorte qu'on peut admettre que chaque valeur de $d' - d$ est déterminée à environ 0,5 mm près, soit une erreur relative de $1/30^e$. La pente de la droite est calculée sur une différence d'azimuts $\alpha_1 - \alpha_2$ de 10 min, ce qui correspond à une différence $d_1 - d_2$ de l'ordre de 170 mm; les lectures du cercle divisé étant faites à 15 sec près, il peut y avoir sur cette pente une erreur relative de $1/20^e$, de sorte que l'erreur relative totale sur $\beta - \alpha$ est de l'ordre de $1/12^e$. Les mesures, faites chaque fois pour une seule position de l'analyseur, ont donné les résultats suivants.

TABLEAU VI.

Azimut du polariseur....	310°.		40°.	
Azimut du quart d'onde...	99° 20'.	9° 20'.	99° 20'.	9° 20'.
$d' - d$ (en mm).....	+13,4	-15,4	-16,8	+16,0
$\beta - \alpha$ (en minutes)...	-0,77	+0,91	+1,06	-0,90
$ \varphi = \frac{ \beta - \alpha }{\sin \theta}$	$\frac{0,91}{0,80} = 1,14$			

L'erreur sur la valeur de φ est vraisemblablement inférieure à $1/10^e$ de minute.

Résumé et conclusion. — La dispersion de la biréfringence électrique du sulfure de carbone dans le spectre visible a été déterminée par Hagenow [10] en 1908 de 4300 à 7000 Å, par Mac Comb [11] en 1909 de 4400 à 6600 Å, et par Lyon [12] en 1925 de 4600 à 5600 Å; toutes ces mesures donnent pour les rapports de dispersion des résultats très concordants. Si l'on admet pour le rapport des biréfringences pour les deux raies 4358 et 5461 Å la valeur 1,38 qui résulte des mesures de Hagenow et de Mac Comb, et pour la constante de Kerr pour la raie 5461 la valeur 3,63 donnée par Chaumont [13], on trouve pour la raie 4358 la valeur de la constante de Kerr $B = 5,02 \cdot 10^{-7}$ u. é. s. C. G. S.

La dispersion entre 4358 et 3660 Å a été étudiée par Schiltz en 1938 avec les mêmes appareils que ceux que nous avons utilisés. Le tableau VII donne les ellipticités qu'il a mesurées et les valeurs correspondantes de la constante de Kerr, calculées à partir de celle que nous venons de donner pour 4358 Å.

TABLEAU VII.

Longueur d'onde (Å).	Ellipticité mesurée.	Constante de Kerr.
4358.....	4,5"	$5,02 \cdot 10^{-7}$
4054.....	3,50	6,2 »
3660.....	4,36	7,5 »

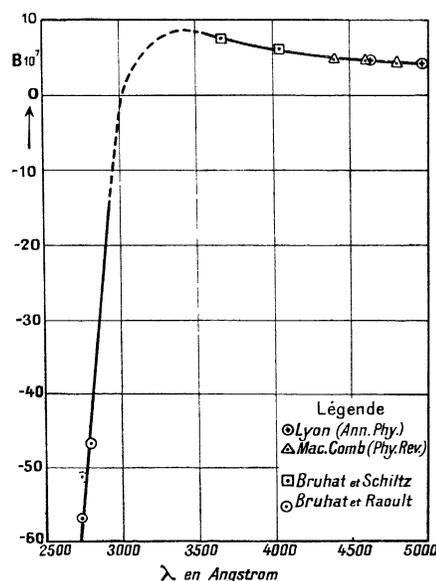


Fig. 3.

Le tableau suivant résume les résultats que nous avons nous-mêmes obtenus, et donne les valeurs de la constante de Kerr calculées pour les diverses radiations utilisées, en admettant pour $\lambda = 4054$ la valeur $B = 6,2 \cdot 10^{-7}$ u. é. s. C. G. S.

Longueur d'onde (Å).	Ellipticité mesurée.	Constante de Kerr.
4054.....	+ 1',2 = 0,1	+ $6,2 \cdot 10^{-7}$
2754.....	- 9,3 ± 0,5	- $17 \cdot 10^{-7} \pm 3 \cdot 10^{-7}$
2699.....	- 11,15 ± 0,5	- $17 \cdot 10^{-7} \pm 3 \cdot 10^{-7}$

Les résultats des mesures d'ellipticité sont également représentés par la figure 3, où l'on a tracé en trait plein la courbe de dispersion de la biréfringence électrique dans le spectre visible. On voit qu'il n'est pas douteux que la constante de Kerr du sulfure de carbone a des signes différents

des deux côtés de la bande d'absorption située vers 3.300 \AA , et que sa dispersion doit avoir une allure semblable à celle que figure la courbe ponctuée, analogue à celle de la dispersion, au voisinage d'une bande d'absorption, de l'indice de réfraction ou du pouvoir rotatoire naturel.

Manuscrit reçu le 20 avril 1944.

BIBLIOGRAPHIE.

- [1] R. GUILLIEN, *Ann. de Phys.*, 1937, **8**, p. 555.
[2] G. BRUHAT et M. PAUTHENIER, *Journ. de Phys.*, 1925, **6**, p. 287.
[3] J. SCHILTZ, *Diplôme d'Études supérieures*, Paris, 1939.
[4] G. BRUHAT et M. PAUTHENIER, *Journ. de Phys.*, 1925, **6**, p. 36.
[5] *Revue d'Optique*, 1938, **17**, p. 362.
[6] G. BRUHAT et L. WEIL, *Revue d'Optique*, 1936, **15**, p. 94.
[7] G. BRUHAT et A. GUINIER, *Revue d'Optique*, 1933, **10**, p. 396.
[8] G. BRUHAT, A. BLANC-LAPIERRE, J. SCHILTZ et G. RAOULT, *C. R. Acad. Sc.*, 1942, **214**, p. 615.
[9] G. BRUHAT et J. THOUVENIN, *Journal de Physique*, 1932, **3**, p. 1.
[10] C. HAGENOW, *Phys. Rev.*, 1908, **27**, p. 336.
[11] H. E. MAC COULOMB, *Phys. Rev.*, 1909, **29**, p. 525.
[12] LYON, *Ann. Phys.*, 1915, **46**, p. 758.
[13] L. CHAUMONT, *Ann. de Phys.*, 1916, **5**, p. 18.
-